三维 EAST 离子回旋波传播及其加热模型构建及对比

周华 [1,3]　杜丹 [2*]　杨钟时 [3]　牛国鉴 [3]　胡少雄 [4]　喻翠 [4]　黄子文 [5]

1(安徽大学 物质科学与信息技术学院　合肥 230601)

2(南华大学 数理学院　湖南衡阳 421001)

3(中国科学院合肥物质科学研究院 等离子体物理研究所 合肥 230031)

4(南华大学 电气工程学院　湖南衡阳 421001)

5(南华大学 核科学技术学院　湖南衡阳 421001)

摘要　采用有限元法和热介电张量模拟研究了非一次吸收假设，以及一次吸收假设对 EAST 四电流带天线少数离子加热波传播和功率沉积的影响。模拟结果显示：在其他参数相同的条件下，当天线电流相位为(0 0 π π)和(0 π π 0)时，两种模型计算的天线附近电场分布基本一致；当天线电流相位为(0 π 0 π)时，两个模型的电场模拟结果出现显著差别。环向传播多圈的离子回旋波是导致结果差异的主要原因。环形聚变装置中，当波的平行波数较大时，一次吸收假设的模拟结果偏小。对于环形聚变装置，一次吸收假设的适用性需要进一步系统的研究。

关键词　离子回旋波，少数 H 氢离子加热，功率沉积，热介电张量，完美匹配层

中图分类号　O532　　　　**DOI：**

离子回旋共振加热(ICRH)是大多数仿星器和托卡马克装置中使用的主要辅助加热方法之一[1,2]。对于较大或开放的等离子体域，ICRH 程序通常会使用吸收边界条件截断求解域。这种截断方法也被称为一次吸收假设。常见的吸收边界条件有：辐射边界[3]、完美匹配层(PML)[4]和波动方程的单向近似方法[5]。Lamalle 等人[6]开发了初步的 ICRH 耦合程序，程序中使用海水介质代替了等离子体并利用 PML 减少了反射波的影响；Jacquot 等人[7]开发了 ICRH 的平板耦合程序，程序中使用了 PML 代替芯部等离子体对离子回旋波的吸收； Shiraiwa 等人[8]开发了 WEST 装置的 ICRH 加热程序，程序还原了 WEST 装置的天线和部分真空室结构，并在真空室的两端使用了辐射边界。

在聚变装置中，一次吸收假设意味着波在绕真空室传播一圈之前将会被等离子体完全吸收，但该假设在聚变装置中的适用性是缺少系统研究。本课题基于 COMSOL 软件，开发了非一次吸收假设的 EAST 全真空室模型和一次吸收假设的 EAST 1/4 真空室模型，并在(0 π 0 π)，(0 0 π π)，(0 π π 0)三种天线电流相位下对比研究了两种模型在 D(H)等离子体少数离子加热时离子回旋波的传播和功率沉积。

1　物理模型和方程

1.1　EAST 三维全真空室 ICRH 程序

EAST 三维全真空室域离子回旋加热程序的结构示意图和 EAST 真空室二维截面图如图 1 所示。其中主真空室绕 z 轴环向对称，主真空室结构参照了目前 EAST 正在使用的带有下钨直角偏滤器的第一壁结构。

国家磁约束核聚变能发展研究专项(2022YFE03070000)，国家自然科学基金(批准号:11205086)资助。

National magnetic confinement fusion energy development research project (2022YFE03070003).

第一作者：周华，男，1999 年出生，2021 年毕业于南华大学，在读硕士研究生，研究领域为等离子体物理.

First author： Zhou Hua, male, born in 1999, graduated from the University of South China in 2021, currently studying for a master's degree, and his research field is plasma physics

*通讯作者：杜丹，女，副教授，E-mail: dudan@usc.edu.cn

*Corresponding author: Du Dan, female, associate professor, E-mail： dudan@usc.edu.cn

离子回旋天线放置在 x 轴正方向约 2.4 m 位置处。模型中未使用一次吸收假设。

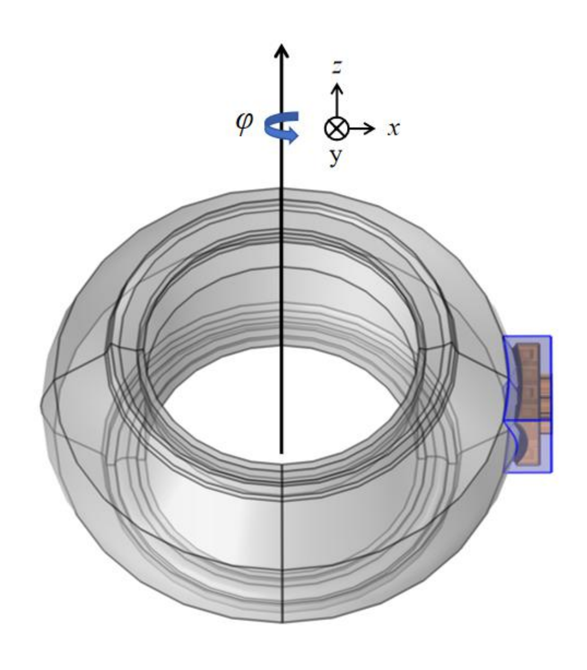


图 1　EAST 三维全真空室域离子回旋加热程序的结构示意图

Fig. 1. Schematic diagram of the structure of the EAST three-dimensional full-vacuum chamber ion cyclotron heating program

离子回旋波天线结构参照了 EAST I 窗口四电流带 ICRH 天线，如图 2 所示。图 2(a)中，分别用红色、灰色和橙色标记了电流带、法拉第屏和天线盒。极向曲率半径约 760 mm，环向曲率半径约 1980 mm。天线盒中间安装了三块隔板以避免电流带与电流带间的耦合。天线盒的背面有四个传输线(VTL)的接口，四根传输线分别连接四个电流带(图 2(b))。电流带的折角处统一使用半径为 30 mm 的圆角设计，为了增强电流带散热，电流带采用了镂空设计。天线和天线箱的材料设计为 316L 钢，设置为阻抗边界，有热损耗。目前天线结构中暂未包含限制器结构。

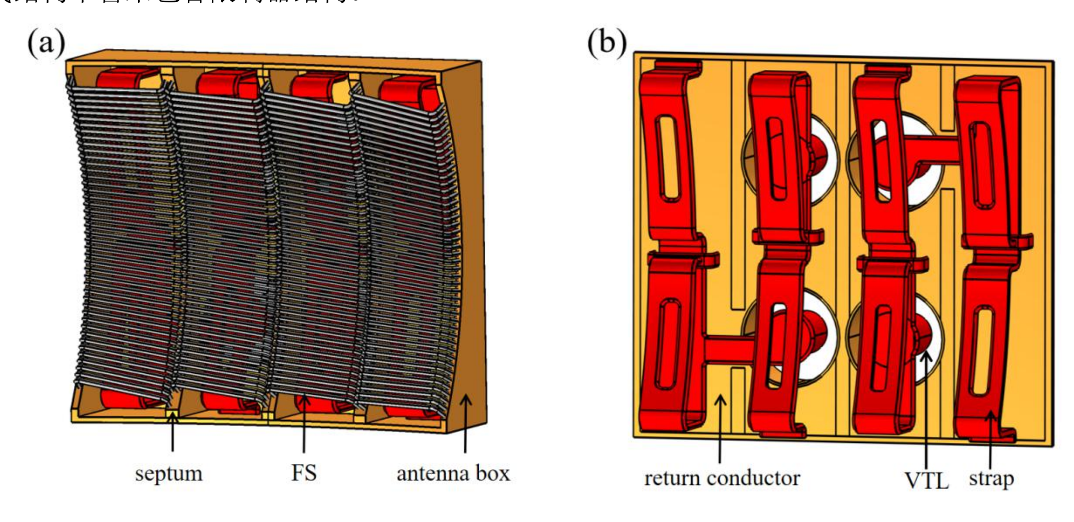


图 2 带有 FS 的天线视图(a)与四电流带、返回导体及 VTL 的视图(b)

Fig. 2. View of the antenna with FS (a) and View of the four current straps，return conductor and VTLs(b)

1.2　EAST 三维 1/4 真空室 ICRH 程序

图 3 为 EAST 三维 1/4 真空室 ICRH 程序的结构示意图，其中灰色区域代表真空室，其环向角覆盖范围为-π/4 至π/4。真空室的两端为 PML(绿色区域)。PML 可以无反射地吸收进入该区域的电磁波以模拟环向无限长的真空室结构，即一次吸收。天线结构与 EAST 全真空室 ICRH 程序中相同。

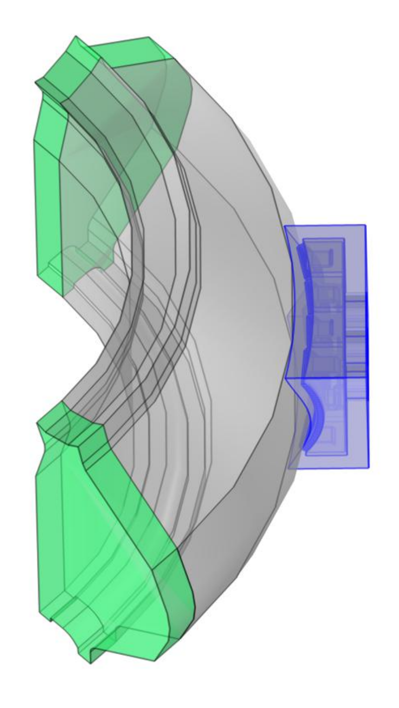


图 3　EAST 三维全真空室域离子回旋加热程序的结构示意图

Fig. 3.　Schematic diagram of the structure of the EAST three-dimensional 1/4 vacuum chamber ICRH program

1.3　等离子体参数设置

EAST 四电流带天线与等离子体相互作用时，天线私有区(图 1 蓝色部分)为真空区域，真空室内充满等离子体(图 1 灰色部分)。等离子体密度和温度采用 EAST#107399 炮实验数据(图 4)，磁场使用双零位型，采用低杂波(LHW)加热、电子回旋共振加热(ECRH)和离子回旋共振加热(ICRH)等手段加热等离子体(图 4)。采用 EFIT 和 SOLPS 程序重建#107399 炮 8s 时的磁场分布(如图 5(a))、密度分布(如图 5(b))、电子温度分布(如图 5(c))和离子温度分布(如图 5(d))。在氢氘等离子体中采用少数氢离子基频加热，氢浓度为 10%。天线输出功率为 1 MW。

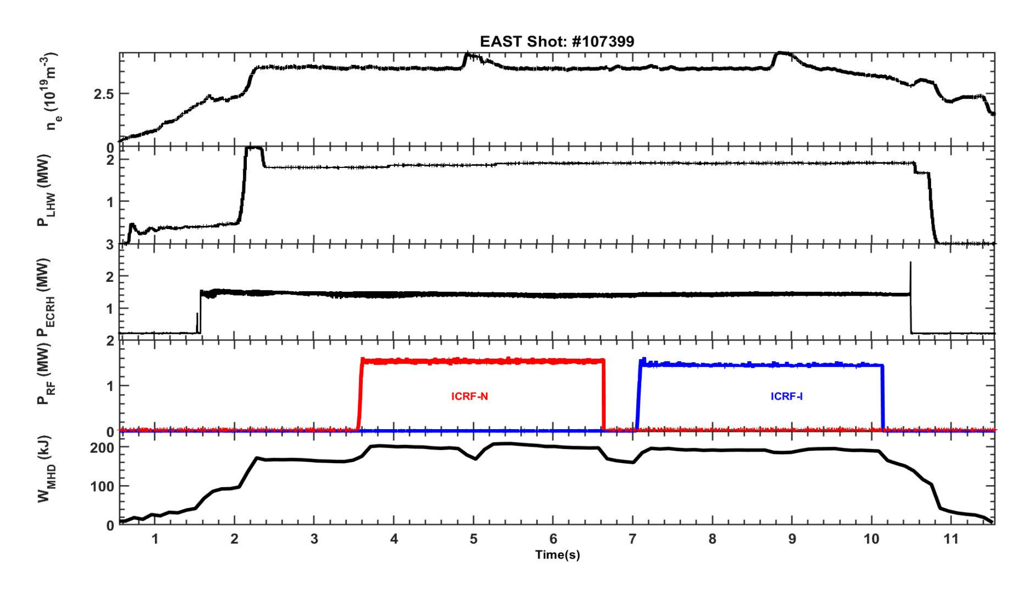


图 4　EAST 脉冲 107399 期间参数随时间的变化

Fig. 4.　Temporal behavior of parameters during the EAST pulse 107399

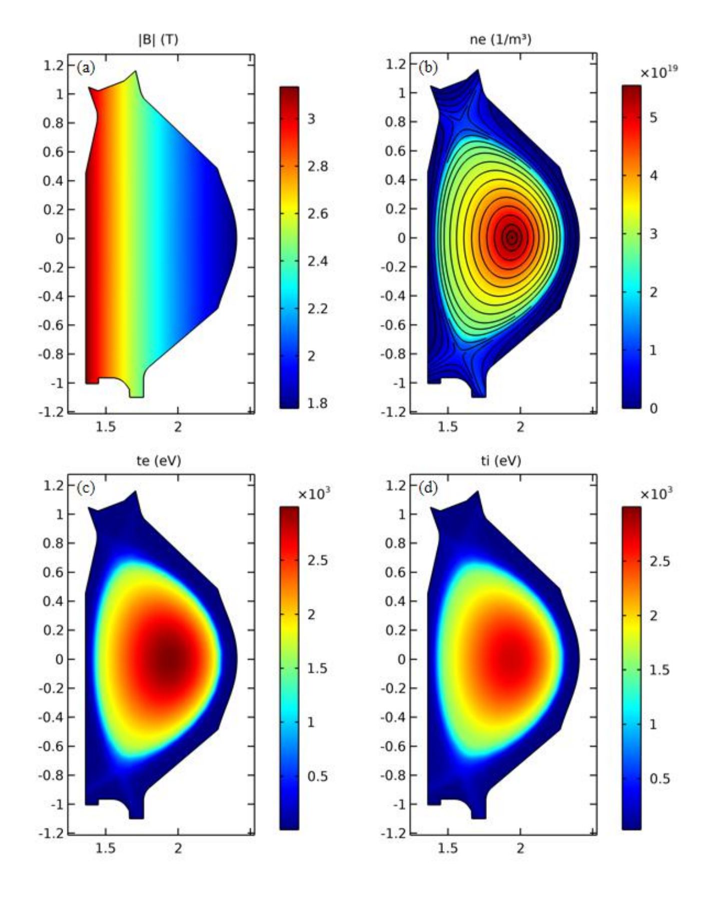


图 5　(a)磁场重建结果；(b)电子密度重建结果；(c)电子温度重建结果；(d)离子温度重建结果

Fig5. (a) Magnetic field reconstruction results; (b) Electron density reconstruction results; (c) Electron temperature reconstruction results; (d) Ion temperature reconstruction results

1.4　等离子体设置

磁化等离子体中的波动方程为：

$$\nabla\left(\nabla\cdot\boldsymbol{E}\right)-\nabla^2\boldsymbol{E}=\omega^2\mu_0\varepsilon_0\overline{\overline{\varepsilon}}_{\mathrm{r}}\cdot\boldsymbol{E} \tag{1}$$

式中：μ_0 为真空磁导率；ε_0 为真空介电常数；$\overline{\overline{\varepsilon}}_{\mathrm{r}}$ 为相对介电张量。当外磁场方向沿 z 轴时，热等离子体的等效相对介电张量表示为[9]：

$$\overline{\overline{\varepsilon}}_{\mathrm{hot}}=\begin{bmatrix} K_1 & K_2 & K_4 \\ -K_2 & K_1+K_0 & -K_5 \\ K_4 & K_5 & K_3 \end{bmatrix} \tag{2}$$

其中

$$K_0=2\sum_{\alpha}\frac{\omega_{p\alpha}^2 e^{-\lambda_\alpha}}{\omega k_{\|}v_{\mathrm{th}\alpha}}\sum_{n=-\infty}^{\infty}\lambda_\alpha(I_n-I_n')Z(\zeta_{n\alpha}) \tag{3}$$

$$K_1=1+\sum_{\alpha}\frac{\omega_{p\alpha}^2 e^{-\lambda_\alpha}}{\omega k_{\|}v_{\mathrm{th}\alpha}}\sum_{n=-\infty}^{\infty}\frac{n^2 I_n}{\lambda_\alpha}Z(\zeta_{n\alpha}) \tag{4}$$

$$K_2=i\sum_{\alpha}\frac{\varepsilon_\alpha\omega_{p\alpha}^2 e^{-\lambda_\alpha}}{\omega k_{\|}v_{\mathrm{th}\alpha}}\sum_{n=-\infty}^{\infty}n(I_n-I_n')Z(\zeta_{n\alpha}) \tag{5}$$

$$K_3=1-\sum_{\alpha}\frac{\omega_{p\alpha}^2 e^{-\lambda_\alpha}}{\omega k_{\|}v_{\mathrm{th}\alpha}}\sum_{n=-\infty}^{\infty}I_n\zeta_{n\alpha}Z'(\zeta_{n\alpha}) \tag{6}$$

$$K_4 = i\sum_{\alpha}\frac{k_{\perp}\omega_{p\alpha}^2 e^{-\lambda_\alpha}}{2k_{\parallel}\omega\Omega_\alpha}\sum_{n=-\infty}^{\infty}\frac{nI_n}{\lambda_\alpha}Z'(\zeta_{n\alpha}) \tag{7}$$

$$K_5 = i\sum_{\alpha}\frac{\varepsilon_\alpha k_{\perp}\omega_{p\alpha}^2 e^{-\lambda_\alpha}}{2\omega k_{\parallel}\Omega_\alpha}\sum_{n=-\infty}^{\infty}(I_n - I_n')Z'(\zeta_{n\alpha}) \tag{8}$$

式中：n 为谐波级数；α 为不同的粒子，I_n 和 I_n' 为 n 阶修正贝塞尔函数及其导数；$Z(\zeta)$ 和 $Z'(\zeta)$ 为等离子体色散函数及其导数；$\zeta_{n\alpha} = \omega + n\Omega_\alpha / k_{\parallel}v_{\text{th}\alpha}$ 为色散函数的 n 阶参数。

EAST 四电流带天线主要使用(0 0 π π)、(0 π π 0)和(0 π 0 π)三种电流相位加热等离子体。它们的功率谱峰值分别为 $k_{\parallel} = 5$ rad/m、$k_{\parallel} = 8$ rad/m 和 $k_{\parallel} = 13$ rad/m。当等离子体密度较高时，只有快波(FW)在等离子体中传播，快波垂直磁场的波矢分量 $\mathrm{k}_{\perp}$ 的大小可以根据色散公式计算得到[9]：

$$k_{\mathrm{FW}\perp}^2 \approx \frac{\omega^2}{c^2}\left[K_{xx} - \frac{k_z^2}{k_0^2} + \frac{k_0^2 K_{xy}^2}{k_0^2 K_{xx} - k_z^2}\right]_{\lambda_j = 0} \tag{9}$$

热介电张量考虑四阶有限拉莫尔半径近似，即公式(3)-(8)中 n=[−4, 4]。采用文献[10]中介绍的张量旋转方法，热介电张量中的磁轴方向可以从 z 轴旋转到磁力线方向。结合三维磁场分布，得到托卡马克真空室中的三维热等离子体介电张量 $\overline{\overline{\varepsilon}}'_{\text{hot}}$。波在等离子体中的功率沉积大小为：

$$P_{\text{abs}} = \int_V \tfrac{1}{2}\omega\varepsilon_0 \,\mathrm{Im}[\vec{E}^* \cdot \overline{\overline{\varepsilon}}'^{*}_{\text{hot}} \cdot \vec{E}] \cdot \mathrm{d}V \tag{10}$$

2 结果与分析

2.1 电场对比分析

本节中，使用 case 1 代表 EAST 三维 1/4 真空室 ICRH 程序，case 2 代表 EAST 全真空室 ICRH 程序。

图 6–图 11 对比分析了三种相位条件下两种程序模拟的离子回旋波在等离子体中的传播。图 6(a)–图 11(a)为离子回旋波 x-y 截面电场分布图；图 6(b)–图 11(b)为离子回旋波 x-z 截面电场分布图。模拟结果表明，电流相位为(0 0 π π)和(0 π 0 π)时，两个 cases 模拟的天线附近电场分布基本一致；电流相位为(0 π 0 π)时，两个 cases 模拟的天线附近电场分布差异增大。可能的原因是平行波数越大，波传播方向与磁场方向(环向)的夹角越小。夹角越小，离子回旋波沿环向传播距离越长，有些离子回旋波不满足一次吸收假设可以围绕真空室传播多圈(图 11(a))，天线附近电场是发射波和部分绕环向转一圈或多圈波的叠加，因此 case 1 和 case 2 的模拟电场分布不同。

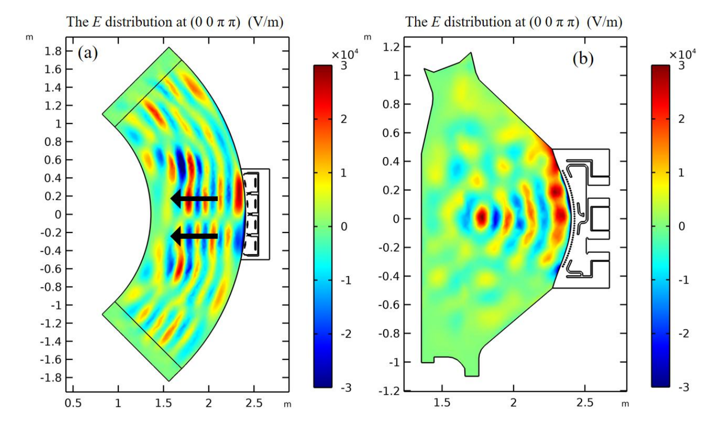


图 6 Case 1 中 EAST 天线电流相位为(0 0 π π)时的左旋波电场分布 (a) x-y 截面; (b) x-z 截面

Fig. 6. The distribution of the right-handed electric field of the EAST antenna in case 1 when the current phase is (0 0 π π) (a) x-y sections; (b) x-z sections

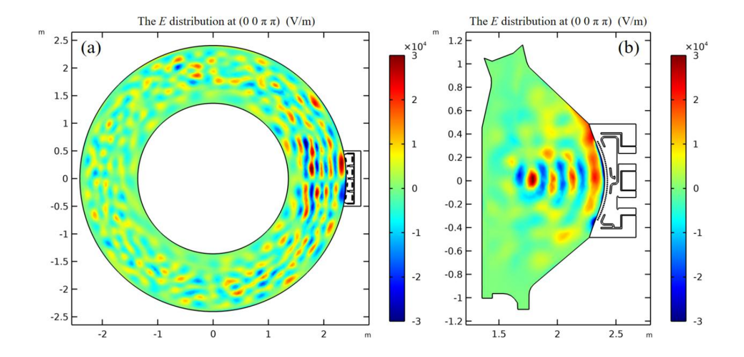


图 7 Case 2 中 EAST 天线电流相位为(0 0 π π)时的左旋波电场分布 (a) *x-y* 截面; (b) *x-z* 截面

Fig. 7. The distribution of the right-handed electric field of the EAST antenna in case 2 when the current phase is (0 0 π π) (a) *x-y* sections; (b) *x-z* sections

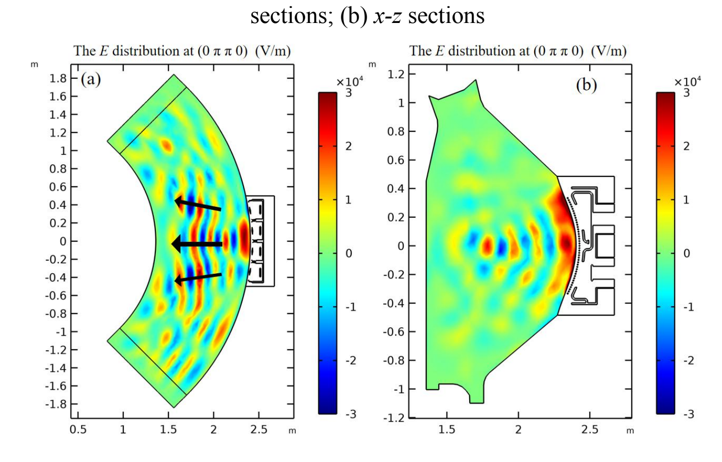


图 8 Case 1 中 EAST 天线电流相位为(0 π π 0)时的左旋波电场分布 (a) *x-y* 截面; (b) *x-z* 截面

Fig. 8. The distribution of the right-handed electric field of the EAST antenna in case 1 when the current phase is (0 π π 0) (a) *x-y* sections; (b) *x-z* sections

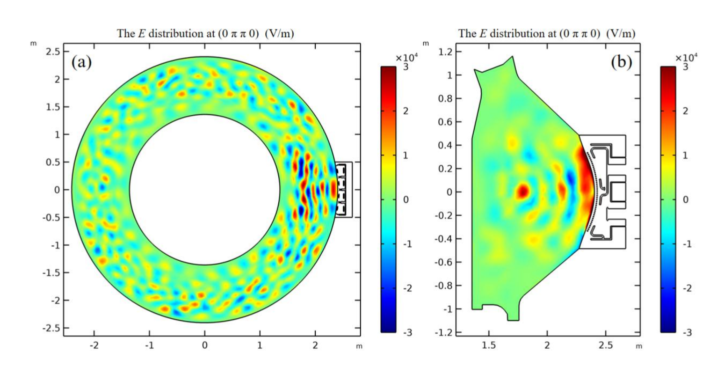


图 9 Case 2 中 EAST 天线电流相位为(0 π π 0)时的左旋波电场分布 (a) *x-y* 截面; (b) *x-z* 截面

Fig. 9. The distribution of the right-handed electric field of the EAST antenna in case 2 when the current phase is (0 π π 0) (a) *x-y* sections; (b) *x-z* sections

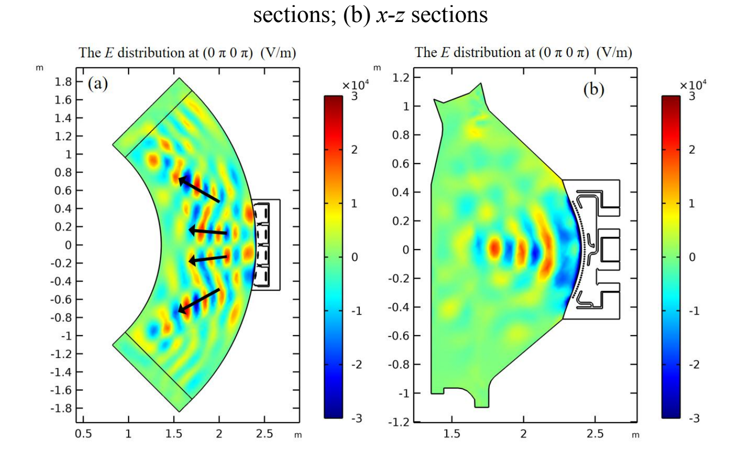


图 10 Case 1 中 EAST 天线电流相位为(0 π 0 π)时的左旋波电场分布 (a) *x-y* 截面; (b) *x-z* 截面

Fig. 10. The distribution of the right-handed electric field of the EAST antenna in case 1 when the current phase is (0 π 0 π) (a) *x-y* sections; (b) *x-z* sections

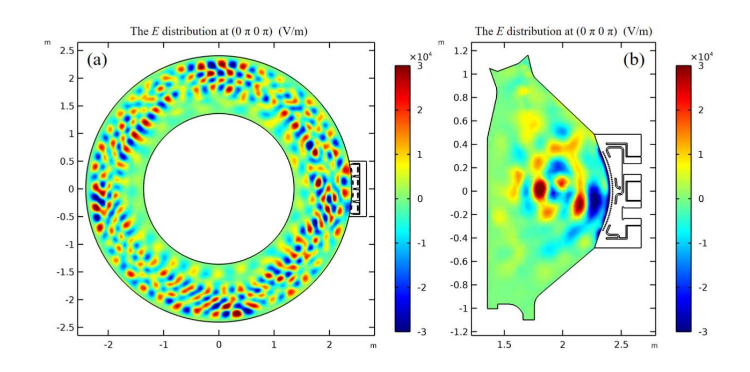


图 11 Case 2 中 EAST 天线电流相位为(0 π 0 π)时的左旋波电场分布 (a) *x-y* 截面；(b) *x-z* 截面

Fig. 11. The distribution of the right-handed electric field of the EAST antenna in case 2 when the current phase is (0 π 0 π) (a) x-y sections; (b) x-z sections

2.2 功率沉积分析

表 1 展示了在 case 1 和 case 2 等离子体总功率沉积的计算结果。由表 1 可知，case 1 和 case 2 在相同电流相位下功率沉积相对误差不超过 2%。该现象说明，在平行波数$k_{\parallel}$较大时一次吸收假设会使电场的预测变差，但对总功率沉积的预测基本符合。此外，对比不同电流相位的总功率沉积发现，天线与等离子体的耦合功率随$k_{\parallel}$的增大而减小。电流相位对耦合功率的影响与 EAST 上的实验结果趋势上是一致的[11]。

表 1 Case 1 和 case 2 不同电流相位下的总功率沉积

Table 1. Total power deposition at different current phases in Case 1 and Case 2

Case	(0 0 π π)	(0 π π 0)	(0 π 0 π)
Case 1	0.81 MW	0.75 MW	0.65 MW
Case 2	0.82 MW	0.74 MW	0.64 MW

表 2 展示了在不同天线电流相位下，真空室内电子的功率沉积份额。由表 1 可知，case 1 和 case 2 的电子功率沉积都随着增加而增大。可能的原因是随着$k_{\parallel}$的增大，电子对离子回旋波的阻尼效应增强，并且更大的$k_{\parallel}$可能意味着离子回旋波的功率沉积区域更大。相同天线电流相位下，case 1 和 case 2 中电子功率沉积份额的差别也随着增加而增大，这说明一次吸收假设会影响粒子的功率沉积份额。

表 2 Case 1 和 case 2 不同电流相位下的电子功率沉积份额

Table 2. The proportion of electron power deposition at different current phases in case 1 and 2

Case	(0 0 π π)	(0 π π 0)	(0 π 0 π)
Case 1	0%	2%	9.4%
Case 2	0%	3.5%	13.8%

在天线电流相位为(0 π 0 π)时，图 12 和图 13 对比 case 1 和 case 2 的电子和氢离子在 x-y 截面的功率沉积分布。氢离子的功率沉积主要分布在氢离子回旋共振层附近，电子的功率沉积则更集中于等离子体的高密高温区域。对比相同的 1/4 真空室区域，case 2 中电子和氢离子的功率沉积密度明显较高。可能的原因是 case 2 中不满足一次吸收假设的离子回旋波产生了额外的功率沉积。结果表明，环形装置会使部分天线发射的离子回旋波回到天线附近，在部分条件下一次吸收假设的模拟结果会出现较大误差。

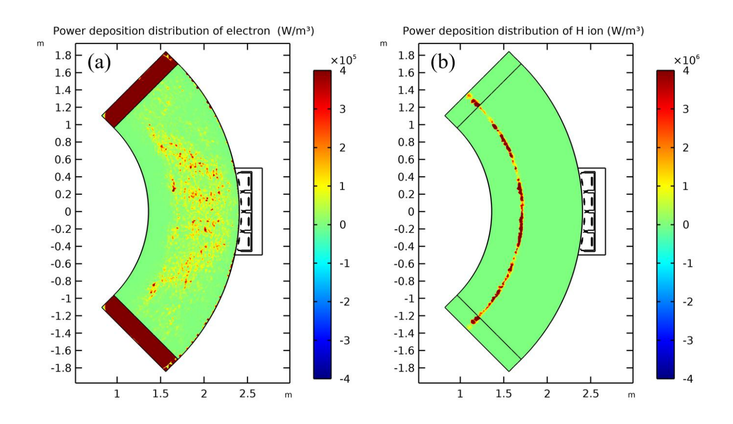


图 12 Case 1 中天线电流相位为(0 π 0 π)时的功率沉积分布 (a) 电子; (b) 氢离子

Fig. 12. The power deposition distribution in case 1 when the antenna current phase is (0 π 0 π). (a) Electron; (b) H ion。

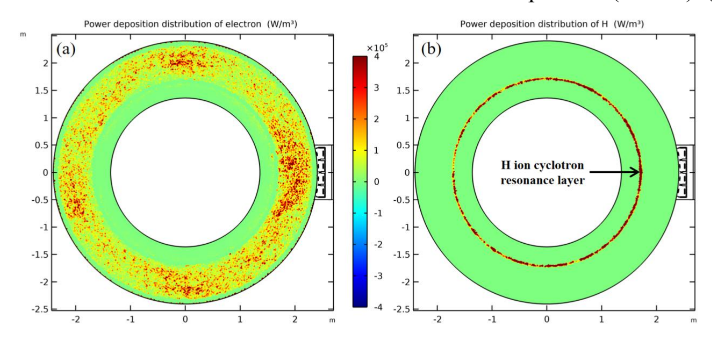


图 13 Case 2 中天线电流相位为(0 π 0 π)时的功率沉积分布 (a) 电子; (b) 氢离子

Fig. 13. The power deposition distribution in case 2 when the antenna current phase is (0 π 0 π). (a) Electron; (b) H ion

3 结论

采用 EAST 实验参数，本课题开发了一次吸收假设的 EAST 三维 1/4 真空室 ICRH 程序和非一次吸收假设的三维全真空室 ICRH 程序。使用两种程序模拟了 D(H)等离子体少数离子加热时离子回旋波的传播和功率沉积。

模拟结果显示：非一次吸收假设中包含了离子回旋波环向传播一圈或多圈后对电场分布的影响。环向传播一圈或多圈的离子回旋波占比随平行波数的增大而增大。不满足一次吸收假设的离子回旋波会对电场分布和粒子功率沉积分布产生明显影响，但对总功率沉积的影响较小。

参考文献

1 Bobkov V，Usoltceva M，Faugel H，et al. Development of pre-conceptual ITER-type ICRF antenna design for DEMO [J]. Nuclear Fusion，2021，61(4)：046039–046052.

2 Du D，Saito K，Kwak J G，et al. Design of an optimized load-resilient conjugate T for the ICRH system in the LHD using a novel hybrid circuit/3DLHDAP code and experimental results[J]. Nuclear Fusion，2023，63(12)：126027–126042.

3 Holland R. THREDE：A Free-Field EMP Coupling and Scattering Code[J]. Nuclear Science IEEE Transactions on，1977，24(6)：2416–2421.

4 Berenger J P. A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves[J]. Physics of Plasmas，1994，114(2)：185–200.

5 Higdon R L. Absorbing Boundary Conditions for Difference Approximations to the Multi-Dimensional Wave Equation[J]. Mathematics of Computation，1986，47(176)：437–459.

6 Lamalle P U，Messiaen A M，Dumortier P，et al. recent developments in icrf antenna modelling[J]. NUCLEAR FUSION，2006，

46：432–443.
7 Jacquot J，Colas L，Clairet F，et al. 2D and 3D modeling of wave propagation in cold magnetized plasma near the Tore Supra ICRH antenna relying on the perfecly matched layer technique[J]. Plasma Physics and Controlled Fusion，2013，55(11)：115004–115020.
8 Shiraiwa S，Bertelli N，Tierens W，et al. Magnetic potential based formulation for linear and non-linear 3D RF sheath simulation[J]. Nuclear Fusion，2023，63：026024–026035.
9 Vallejos P，Johnson T，Ragona R，et al. Effect of poloidal phasing on ion cyclotron resonance heating power absorption[J]. Nuclear Fusion，2019，59(7)：076022–076036.
10 Jaeger E F，Berry L A，D'azevedo E，et al. All-orders spectral calculation of radio-frequency heating in two-dimensional toroidal plasmas[J]. Physics of Plasmas，2001，8(5)：1573–1583.
11 Yang Y，Xinjunzhao, Yanpingqin，et al. Recent ICRF coupling experiments on EAST[J]. Plasma Science & Technology，2018，20(4)：045102–045106.

Construction and comparison of 3D EAST ion cyclotron wave propagation and heating models

ZHOU Hua[1,3] DU Dan[2] YANG Zhongshi[3] NIU Guojian[3]
HU Shaoxiong[4] YU Cui[4] HUANG Zhiweng[5]

1(Institutes of Physical Science and Information Technology，Anhui University，Hefei 230601，China)
2(School of Mathematics and Physics，University of South China，Hengyang Hunan 421001，China)
3(Institute of Plasma Physics，Chinese Academy of Sciences，Hefei 230031，China)
4(School of Electrical Engineering，University of South China，Hengyang Hunan 421001，China)
5(School of Nuclear Science and Technology，University of South China，Hengyang Hunan 421001，China)

Abstract **Background:** The propagation and power deposition process of ion cyclotron waves in plasma is the key to ICRH. **Purpose:** The purpose of this study is to evaluate the effect of single absorption assumption and non-single absorption assumption on ion cyclotron wave coupling and heating in the EAST. **Methods:** Under different antenna current phases, the simulation results of the EAST 3D full vacuum chamber ICRH program and the 1/4 vacuum chamber ICRH program were compared. **Results:** When the antenna current phase is (0 π 0 π), there is a significant difference between the simulation results of the two models. **Conclusion:** The ion cyclotron wave propagating multiple times in the toroidal direction is the main reason for the difference in results. For fusion devices, the applicability of the single absorption assumption needs further systematic research.

Key words：Ion cyclotron wave, Minority H ions heating, Power deposition, Thermodielectric tensor, Perfectly matched layer
CLC O532